

Регистрируемое давление оказывается меньше расчетного из-за того, что измерительный пакет не разрешает часть фронта детонационной волны. Возможно возмущение формирующейся детонационной волны измерительными прослойками.

Последний эффект в расчете можно смоделировать резким уменьшением члена $\partial q/\partial t$ в уравнении (2), так как инертная среда характеризуется тем, что $\partial q/\partial t = 0$. Зависимость $p(t)$ за фронтом УВ в этом случае приведена на рис. 1 (линии 3 — до и 4 — после кратковременного уменьшения $\partial q/\partial t$). Расчет показывает, что введение «инертной» прокладки даже при совпадении импедансов в зоне реакции приводит к более резкому спаду давления за фронтом УВ с последующим нарушением монотонного характера изменения давления.

В режиме стационарной детонации и в конце преддетонационного участка вблизи фронта детонационной волны наблюдаются колебания давления, отмечавшиеся, например, в [5, 6] (см. рис. 1, 2). Имеющиеся данные не позволяют однозначно ответить на вопрос, вызваны ли они рассогласованием импедансов измерительного пакета и ВВ или же связаны с возмущением детонационной волны, отмеченным выше. Рассмотрение этого явления представляет самостоятельный интерес.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Лобанов. ФГВ, 1980, 16, 6, 113.
2. В. Ф. Лобанов, С. М. Караханов, С. А. Бордзиловский. ФГВ, 1982, 18, 3, 90.
3. В. С. Трофимов.— В кн.: Детонация. Вып. II. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1981.
4. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
5. K. Burrows, D. K. Chilvers a. o. Sixth Symp. on Detonation. ACR — 221, Arlington, Virginia, 1976.
6. Л. В. Альтшулер, В. В. Балалаев и др.— В кн.: Детонация. Вып. II. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1981.

УДК 662.222

О МЕХАНИЗМЕ ДЕТОНАЦИИ ГАЗОНАПОЛНЕННЫХ ВОДНЫХ ГЕЛЕЙ

В. Э. Анников, Б. П. Кондриков, П. Н. Корнеева, С. П. Пузырьев
(Москва)

Детонация водонаполненных составов на основе желатинизированных растворов окислителей и горючих [1—3] распространяется по механизму, заключающемуся в том, что при действии ударной волны пузырьки газа, которые вводятся в состав специально или вносятся в него вместе с порошкообразными компонентами, сжимаются, приводя к возникновению горячих точек или очагов разогрева. Горение, возникшее в очагах разогрева, распространяется на весь объем ВВ [4—6]. Зная число очагов и скорость горения, легко рассчитать основные характеристики процесса, скажем, критический диаметр или предельное давление инициирования.

К сожалению, скорость горения в детонационной волне практически неизвестна. Даже весьма грубые оценки ее требуют применения чрезвычайно сложной оптической и электронной аппаратуры [6]. Не вполне ясно также, как рассчитать в обычном порошкообразном прессованном заряде число горячих точек. Наглядно показано [7], что с исходным числом частиц оно не совпадает — частички интенсивно разрушаются при действии ударной волны.

Водосодержащие газонаполненные системы обеспечивают уникальную возможность проверки предположений о механизме детонационного процесса. С помощью добавок порофоров или механического аэрирования,

Состав	Нитрат*	Содержание, %			ρ_n , г/см ³	$n_{m=0,5}$, мм ⁻³	Q_v , МДж/кг	$d_{кр}^{min}$, мм
		нитрат	вода	ПАП-2				
1	У	14	20	0	1,47	70	2,4	8
2	М	35	25	0	1,35	13	2,6	6
3	МЭ	44	15	0	1,44	~50	2,9	4
4	У	10	25	5	1,43	—	2,9	3

* Нитраты: У — уротропина, М — метиламина, Э — этилендиамина.

добавления поверхностно-активных веществ (ПАВ), в них могут быть введены пузырьки определенных размеров и в определенных количествах. Одновременно в широких пределах может быть изменена и плотность (пористость) заряда. Изменением содержания воды и мелкодисперсного алюминия можно существенно влиять на теплоту взрывного превращения Q_v . Сама по себе масса ВВ (водный раствор окислителей и горючих) весьма инертна, поэтому в отличие от опытов с нитроглицериновой желатиной или иным мощным ВВ можно быть уверенным в том, что инициирование происходит именно в месте схлопывания газовых пузырьков.

Для опытов выбраны четыре состава на основе органических аминов [8] (см. таблицу). Помимо указанных в таблице компонентов, составы содержали нитраты аммония и натрия и желатинизатор (полиакриламид). Газонаполнение производилось введением различного количества порофора (пентаметиленидипротозотетрамин). Размеры пузырьков в составах 2—4 регулировали добавлением ПАВ. Плотность составов при пористости, равной нулю (без желатинизатора), определяли с помощью пикнометра. Все компоненты составов (кроме алюминия) при комнатной температуре полностью растворены в воде. Концентрацию газовых пузырьков и распределение их по размерам для составов 1—3 определяли, помещая состав в плоскую прозрачную кювету и фотографируя с небольшим ($\times 3-5$) увеличением. На фотографиях пузырьки получались с увеличением примерно в 15 раз. Распределение пузырьков по размерам $A(r) = dn/ndr$ подсчитывали по фотографиям. Каждая кривая (рис. 1) получена в результате трех-четырех сотен измерений. В данной работе аппроксимировали кривую $A(r)$ треугольником, координаты углов которого r_1, r_2, r_3 и A_m (см. рис. 1) давали полную характеристику распределения. Величину r_3 корректировали с учетом нормировки распределения на единицу: $A_m = 2/(r_3 - r_1)$. Общая концентрация пустот в заряде определялась

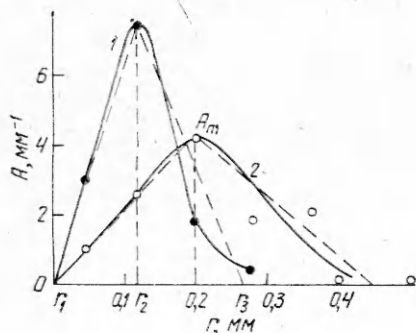


Рис. 1. Кривые распределения пор по размерам ($A = dn/ndr$) для состава 2. Относительная плотность δ : 1 — 0,84, 2 — 0,23.

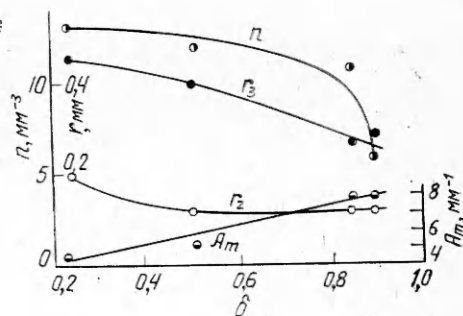


Рис. 2. Зависимость величин, характеризующих распределение пор в зарядах состава 2, от плотности заряда.

по формуле

$$n = \frac{15m}{\pi A_m} f(r_i), \quad (1)$$

где m — пористость;

$$f(r_i) = r_2^5 \frac{4 - 5(r_1/r_2) + (r_1/r_2)^5}{r_2 - r_1} + r_3^5 \frac{1 + 4(r_2/r_3)^5 - 5(r_2/r_3)^4}{r_3 - r_2}.$$

Зависимость величин n , A_m , r_2 и r_3 от пористости заряда для одного из составов приведена на рис. 2. Значения n при $m = 0,5$ даны в таблице. Для составов 1 и 3 с добавкой ПАВ n в несколько раз больше, чем для состава 2 без ПАВ. В составе 4 с добавкой алюминия определить концентрацию и размер пузырьков с помощью фотографирования не удалось.

Опыты по детонации проводили в цилиндрических стеклянных трубках длиной до 200—250 мм со стенками толщиной ~ 1 мм. Узкие трубки имели в верхней части расширение для детонатора. Иницирование производилось детонатором ЭДПМ. При менее мощном инициаторе применялся промежуточный детонатор — шашка из флегматизированного гексогена ($m = 1$ г, $d = 11$ мм, $\rho = 1,4$ г/см³). Результаты опытов представлены на рис. 3, а и б. Для одного из составов на каждом рисунке приведены результаты всех опытов, для другого — только кривая (штриховая), отделяющая область детонации (над кривой) от области отказов.

Во всех случаях зависимость $d_{кр}(\rho_0)$ имеет необычный вид плавной кривой с минимумом при $\rho_0 = 0,6 \div 0,8$ г/см³. Значение $d_{кр}^{min}$ определяется теплотой взрыва: для смесей 1 и 2 $d_{кр}$ значительно больше, чем для смесей 3 и 4. Второй результат, следующий из рис. 3, заключается в том, что при увеличении концентрации пузырьков газа и, следовательно, уменьшении их среднего размера кривая $d_{кр}(\rho_0)$ смещается влево, в сторону малой плотности: кривая 1 — $\bar{n} \sim 70$ мм⁻³, кривая 2 — $\bar{n} \sim 10$ мм⁻³. При малой плотности работают все (или большая часть) пузырьки, состав с большим числом газовых включений детонирует лучше. При высокой плотности заряда воспламенение происходит лишь в случае более крупных пузырьков. Газовые включения малого размера для распространения детонации бесполезны.

Предположим, что скорость горения в очагах разогрева пропорциональна давлению $u = Bp$, время горения $t_{кр} = ad_{кр}/D_{кр}$, где a — коэффициент порядка $10^{-1} - 10^{-2}$, а глубина превращения на пределе распространения детонации равна квадрату отношения скорости детонации на пределе ($D_{кр}$) к без потерь (D_u).

Представим далее, что горение идет по внутренней поверхности сферических полостей, радиус которых $R = ut$, а концентрация в зоне реакции равна n_* / δ , где n_* — концентрация «эффективных» очагов в исходном веществе ($n_* \leq n$).

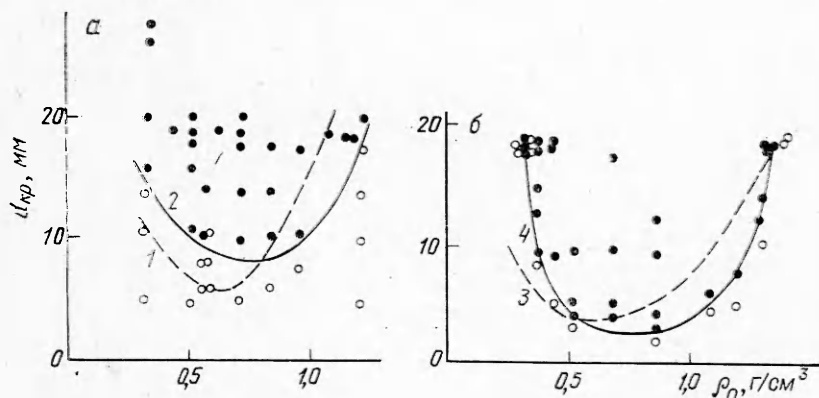


Рис. 3. Влияние плотности на критический диаметр детонации смесей 1—4.
● — детонация, ○ — отказ; а) точки относятся к составу 2; б) точки относятся к составу 4.

В этих предположениях для критического диаметра детонации имеем

$$d_{кр} = \frac{k+1}{a\rho_0 B D_u} \sqrt{\frac{4\delta}{\pi \alpha n_*}} \quad (2)$$

где k — показатель политропы продуктов детонации. Зависимость скорости детонации от плотности заряда при $d \gg d_{кр}$ для составов 3 и 4: $D = 1,7 + 1,8\rho_0$ км/с (ρ_0 в г/см³). Скорость детонации составов 1 и 2 на 10—15% ниже. Для нескольких значений плотности измерена также зависимость скорости детонации от диаметра заряда. Получено $D_{кр}/D_u = \alpha \approx 2/3$.

Примем $k = 2$, $a = 0,4$, $\alpha = 2/3$, $B = \text{const}$ и $n_* = n$. При этих предположениях формула (2) описывает спадающие участки кривых $d_{кр}(\rho_0)$. Согласно с опытом получается при $B \approx 1 \cdot 10^{-6}$ м/(с · Па). Эта величина примерно в тысячу раз больше экспериментального значения B при комнатной температуре для тротила, тетрила или тэна [9].

Очевидно, в зоне реакции при детонации вещество горит не холодное, а прогретое до высокой температуры. Долю вещества, нагретого до высокой температуры (скажем, 800—1000 К), определим следующим образом. Предположим, что при малой плотности заряда прирост энергии в ударной волне $\Delta E = u^2/2$ (где u — массовая скорость ВВ) в основном теплового происхождения и расходуется на нагрев вещества в окрестности сжимаемых пузырьков. Ударную адиабату раствора (насыщенный раствор аммиачной селитры в воде) и газонаполненных смесей рассчитаем по формулам, приведенным в работе [10]. Для плотности, например 0,5 г/см³, получим $\Delta E \approx 0,5 \cdot 10^8$ Дж/кг. При средней теплоемкости смеси $\sim 2 \cdot 10^3$ Дж/(кг · К) до температуры ~ 900 К может быть нагрето $\sim 40\%$ исходного вещества, т. е. практически все вещество, участвующее в химическом превращении на пределе распространения детонации ($D_{кр}^2/D_u^2 \approx 4/9 = 0,44$). При дальнейшем увеличении плотности заряда пористость (m), полное и эффективное число очагов (n и n_*) уменьшаются. Снижаются также доля тепловой составляющей внутренней энергии (ΔE_T) и доля энергии, идущей на нагрев вещества в окрестности эффективных пор. Критический диаметр детонации проходит через минимум и начинает расти.

Следует заметить, что одного повышения температуры горящего вещества недостаточно для объяснения аномально высоких значений коэффициента B в формуле (2). Известно, что влияние начальной температуры на скорость нормального горения невелико. По-видимому, единственная возможность объяснения столь сильного увеличения скорости сгорания вещества в детонационной волне заключается в интенсивной турбулизации горения.

Аналогичный результат получен при инициировании детонации в твердом ВВ (гексанитростильбен) с помощью упоминавшейся уже сложной экспериментальной методики [6]. Отметим в заключение, что турбулентный характер смешения при диффузионном режиме протекания горения в детонационной волне вблизи критического диаметра впервые рассмотрен в работе Ю. Б. Харитона [11]. В нашей работе механизм процесса гомогенный, поскольку все компоненты смеси находятся в виде раствора в воде.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Э. Анников, Б. Н. Кондриков, Л. П. Парфенов и др. — В кн.: Вопросы теории ВВ. Тр. МХТИ, вып. 83. М., 1974.
2. R. W. Van Dolah, C. M. Mason, D. R. Forshey. Report of Investigations 7195. US Dept. of the Interior, Bureau of Mines, 1968.
3. В. Э. Анников, М. Н. Борзых, Б. Н. Кондриков. — В кн.: Детонация. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1978.
4. Ф. Боуден, А. Поффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых веществах. М.: ИЛ, 1955.
5. F. E. Hay, R. W. Watson. 6-th Symp. (Intern.) on Detonation. Ca. 1976.
6. D. B. Hayes. 8-th Int. Coll. on Gasdynamics of Expl. and Reactive Systems. Minsk, 1981.

7. Е. Н. Александров, В. А. Веретенников, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1968, 4, 3, 400.
8. А. В. Орретман. Pit and Quarry, 1982, 74, 10.
9. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение ВВ. М.: Наука, 1966.
10. А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов, И. М. Воскобойников.— В кн.: Взрывное дело. Вып. 68/25. М.: Недра, 1970.
11. Ю. Б. Харитон.— В кн.: Вопросы теории ВВ. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1947.

УДК 535.2+662.2

ВЛИЯНИЕ МОДОВОЙ СТРУКТУРЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА УСТОЙЧИВОСТЬ АЗИДА СВИНЦА

Е. И. Александров, В. П. Ципилев

(Томск)

Фундаментом современных представлений о чувствительности ВВ к различного рода внешним воздействиям является теория теплового взрыва [1], сводящая этот вопрос к задаче образования очагов разогрева, стимулирующих в своих окрестностях термическое разложение вещества и способных при превышении теплоприхода в зоне химической реакции над теплоотводом трансформироваться в развивающийся очаг взрывчатого превращения [2].

В частности, следуя [3], в случае воздействия на типичное инициирующее ВВ — азид свинца — моноимпульсного лазерного излучения с длиной волны λ , лежащей в области прозрачности азидной матрицы, минимальные световые потоки, необходимые для создания локальной тепловой неустойчивости в объеме вещества, определяются разогревом поглощающих микронеоднородностей с характерным размером $\leq 10^{-5}$ см в результате прямой утилизации световой энергии. При этом в качестве основного аргумента в пользу такой модели выдвинуто соответствие экспериментального и расчетного значений порога инициирования. Однако неизбежное введение в расчеты упрощающих предположений не только снижает доказательную силу оценок, но и ставит вопрос об экспериментальном подтверждении принципиальной возможности развития процесса взрыва из очага разогрева столь малых ($\leq 10^{-5}$ см) размеров, в том числе при описанных в [3] условиях опыта. Учитывая это обстоятельство, и предпринята предлагаемая работа. Ее идея заключается в следующем.

Рассмотрим прессованный образец азид свинца, освещаемый монохроматичной волной. С оптической точки зрения образец представляет диффузно рассеивающий объект с плотной упаковкой рассеивателей, в объеме которого световой режим определяется случайной суперпозицией множества многократно рассеянных световых лучей, причем освещение любого элементарного объема можно считать всесторонним [4]. Лучи света, интерферируя между собой, образуют сложную нерегулярную структуру светового поля с характерным размером микронеоднородностей $l_0 \sim \lambda/2\pi n_0$ (где λ/n_0 — длина волны излучения в среде), в пределах которых излучение можно считать когерентным. В случае, если инициирование является результатом образования микроочагов разогрева за счет утилизации световой энергии непосредственно в флуктуационных выбросах, т. е. в элементарных объемах $\sim l_0^3$, в которых происходит ее локализация, а какого-либо рода физические процессы, влекущие за собой усреднение по объему $\gg l_0^3$, отсутствуют, на закономерности инициирования может оказать влияние статистика флуктуаций. Если же процесс образования начального очага разогрева зависит от облученности соседних участков ВВ, расположенных на расстояниях, превышающих l_0 , то взрыв должен определяться только макроскопическими